NICHT I. D. AUSTAUSCH

Untersuchungen über die Oberfläche von Vakuumthermoelementen

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

genehmigt

von der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der

Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

Von

Frank Kerkhof

aus Berlin

Tag der Promotion: 18. Februar 1938

Tag der mündlichen Prüfung: 23. Juni 1937

1 9 3 8

Johann Ambrosius Barth in Leipzig

N 106

Referenten: Prof. Dr. W. Friedrich, Prof. Dr. A. Wehnelt

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderdruck aus „Annalen der Physik“ 5. Folge, Band 31, Heft 4. 1938
Printed in Germany

I. Einleitung

Die Empfindlichkeit von Strahlungsmeßgeräten (Bolometern, Thermosäulen usw.) hängt von dem Verhältnis der absorbierten Strahlungsenergie und dem Energieverlust des Empfängers durch Wärmeleitung, Konvektion und Strahlung ab.

Für Strahlungsmeßgeräte, die bei Normaldruck arbeiten, ist der Verlust durch Wärmeleitung und Konvektion in der umgebenden Luft im allgemeinen größer als die anderen Verluste. Um in diesem Falle eine hohe Empfindlichkeit zu erhalten, versieht man die Empfängerflächen für die zu messende Strahlung mit möglichst stark (annähernd $100\,^0/_0$ig) absorbierenden Schwärzungen.

Im Vakuum und bei günstiger Konstruktion des Strahlungsmeßgerätes ist allein der Verlust durch die Strahlung im Ultraroten maßgeblich. Dem Kirchhoffschen Gesetz entsprechend ist dann die Empfindlichkeit (bei einer bestimmten Außentemperatur) allein durch das Verhältnis der Absorptionsvermögen im Meß- und Abstrahlungsgebiet bestimmt.

Fallen diese beiden Gebiete zusammen, so ist die Strahlungsempfindlichkeit unabhängig davon, ob der Empfänger des Vakuumstrahlungsmessers berußt oder blank ist.

Liegt aber der Wellenlängenbereich der einfallenden Strahlung in einem anderen Gebiet als die Wärmeverluststrahlung des Empfängers (ungefähr 4—20 μ), also besonders im sichtbaren und ultravioletten, so liegt es nahe, eine Empfindlichkeitssteigerung für diese Bereiche zu versuchen, indem man Empfangsflächen wählt, die nur in dem zu messenden Strahlungsbereich „schwarz", für längere Wellen aber blank sind.

Für technische Lichtschalter ist die Empfindlichkeitssteigerung im Sichtbaren, besonders im Roten von Bedeutung[34]).

Andererseits ist es wissenschaftlich-meßtechnisch wichtig, trotz der Steigerung die Gleichmäßigkeit der Empfindlichkeit für möglichst große Wellenbereiche zu bewahren.

Das Ziel der Arbeit besteht darin, die Empfindlichkeit von Vakuumthermoelementen im Ultravioletten und Sichtbaren (290 mμ bis 1 μ) durch Herabsetzung der Strahlungsverluste im Ultraroten zu steigern. Dabei soll untersucht werden, erstens welche (selektive) Empfindlichkeitssteigerung überhaupt und zweitens welche gleichmäßige Steigerung erreicht werden kann.

II. Reflexionsmessungen an geschwärzten Flächen

In der vorliegenden Arbeit sollen die Ergebnisse durch Vergleich mit einer berußten Mollschen Großflächenthermosäule und einer mittels Kampferruß geschwärzten Folie gewonnen werden. Da keine Messungen darüber vorliegen, ob gewöhnliche Schwärzungen im ultravioletten anders, also etwa weniger als im sichtbaren und ultraroten Spektralbereich absorbieren [12], [13], [18], war es notwendig, diese Frage durch einen Vorversuch zu klären.

Das Absorptionsvermögen von geschwärzten Flächen läßt sich ziemlich genau selbst durch eine verhältnismäßig ungenaue Messung der von ihr reflektierten Strahlung bestimmen ($A = 1 - R$). Es wurden daher die Teilreflexionsvermögen von drei verschiedenen Schwärzungen für das sichtbare (410—470 mμ) und für das angrenzende Ultraviolett (305—400 mμ) durch Vergleich mit einer Magnesiaschicht gemessen, deren Teilreflexionsvermögen auf Grund eigener Messungen und der Angabe von Henning und Heuse [14] gleich $1{,}0 \pm 0{,}1$ gesetzt wurde.

Als Lichtquelle diente eine Gleichstrom-Quecksilberlampe (Hanau-Jubiläumslampe). Als Lichtfilter wurden 2 mm dicke UG 2- und GG 3-Filter der

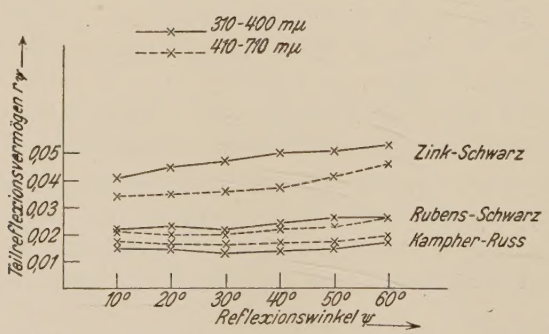

Abb. 1

Firma Schott & Gen. und zur Lichtmessung eine Kalium-Photozelle in Verbindung mit einem Elektrometer von Günther & Tegetmeyer in Aufladeschaltung benutzt. Ergebnisse in Abb. 1.

Herstellung der untersuchten Oberflächen und Ergebnisse:

Das Magnesiumoxyd wurde durch Verbrennen von Magnesiumband erhalten.

Die in Abb. 2 mit „Zinkschwarz" bezeichnete Schwärzung ist von Herrn Prof. Volochine nach einem besonderen Verfahren durch Aufspritzen einer kolloidalen Zinklösung auf eine Zinkscheibe erzeugt und mir freundlicherweise zur Verfügung gestellt worden. Das verhältnismäßig schlechte Ergebnis ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß die untersuchte Schwärzungsschicht schon längere Zeit alt war.

Das „Rubensschwarz" [1], [18], [29], [30] wurde dadurch hergestellt, daß 16 g Ölschwarz in 125 cm^3 siedendem Wasser aufgeschlämmt und mit ungefähr 5 cm^3 Wasserglas versetzt wurden.

Der „Kampferruß" wurde durch Verbrennen von kleinen Stücken echten Kampfers erzeugt.

Aus Abb. 1 geht hervor, daß erstens innerhalb der Meßgenauigkeit, die wegen der geringen reflektierten Intensitäten $\pm 13\,\%$ betrug, für alle drei Schwärzungen das Reflexionsvermögen für die Gebiete 310—400 mμ und 410—710 mμ gleich groß ist, und daß zweitens die beste Schwärzung mit Kampferruß erzielt werden konnte. Die Unabhängigkeit von Reflexionswinkel wird ebenfalls am besten für Kampferruß erfüllt.

Nehmen wir zur Abschätzung des Gesamtreflexionsvermögens vollkommene Unabhängigkeit des Teilreflexionsvermögens vom Reflexionswinkel an, so hat innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen sowohl für das Gebiet 310—400 mμ wie für 410—710 mμ das Absorptionsvermögen $A = 1 - R$ folgende Werte:

Zinkschwarz: $0{,}955 \pm 0{,}010$
Rubensschwarz: $0{,}977 \pm 0{,}004$
Kampferruß: $0{,}984 \pm 0{,}003$.

III. Versuche mit Vakuumthermoelementen

Die Empfindlichkeit von Vakuumbolometern und -thermosäulen

Nachdem der Vorversuch gezeigt hat, daß das Absorptionsvermögen gewöhnlicher Schwärzungen innerhalb einer engen Fehlergrenze, die für Kampferruß nur $0{,}3\,\%$ beträgt, für das Ultraviolette (310—400 mμ) und Sichtbare gleichbleibt, können für die folgenden Versuche mit Vakuumthermoelementen berußte Strahlungsempfänger zum Vergleich herangezogen werden.

Es liegen zahlreiche Arbeiten über Versuche vor, die Empfindlichkeit von Vakuumbolometern und -thermosäulen und auch Mikroradiometern durch Verkleinerung der Energieverluste in Form von Wärmeleitung durch die Zuführungsdrähte und in Form von Wärmestrahlung zu steigern. Der besseren Übersichtlichkeit halber sei eine für Vakuum-Strahlungsmesser allgemein gültige, das Wärmegleich-

gewicht einer Empfängerfolie in einem solchen Gerät beschreibende Gleichung aufgestellt:

$$\alpha_1 E F = \alpha_2 4\sigma T^3 t 2F + At + B. \tag{3}$$

Dabei bedeutet:

E die pro sec und cm² eingestrahlte Energie (cal),

$2F$ Gesamtoberfläche des Empfängers,

α_1 Absorptionskoeffizient für die einfallende Strahlung,

α_2 mittlerer Absorptionskoeffizient der Vorder- und Rückseite für die Verluststrahlung im Ultraroten,

σ Stefan-Boltzmann-Konstante für den Halbraum,

T die absolute Temperatur der Folie,

t die Temperaturerhöhung durch die Strahlung gegenüber der Umgebungstemperatur,

A die je Grad Temperaturerhöhung durch die Aufhängungs- bzw. Thermoelementdrähte abfließende Wärmemenge.

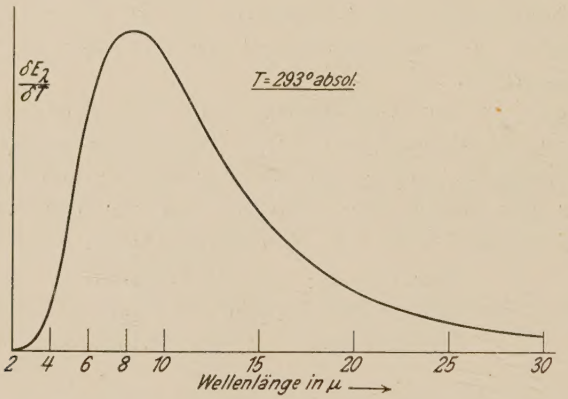

Abb. 2. Spektrale Verteilung des Strahlungsverlustes

Der Summand B umfaßt die Energieverluste, die durch das Meßverfahren im Strahlungsempfänger entstehen, z. B. Joulesche Wärme und Peltierwärme bei Thermosäulen. Diese Verluste können fast immer vernachlässigt werden[5], [8], [15], [32].

Durch geeignete Konstruktion kann ferner die Wärmeableitung (At) durch die Zuleitungsdrähte zur Empfangsfolie des Bolometers oder des Thermoelementes auf ein zu vernachlässigendes Minimum herabgesetzt werden.

Der Verlust durch Wärmestrahlung $8\alpha_2 F\sigma T^3 t$, der ungefähr in den Wellenlängenbereich 4—20 μ fällt, ist also maßgebend für die Strahlungsempfindlichkeit, wenn darunter die Temperatursteigerung des Empfängers je cal cm^{-2} sec^{-1} verstanden wird[15]. Die Abb. 2

zeigt ihre spektrale Verteilung ($\partial E_\lambda / \partial T$) nach dem Planckschen Strahlungsgesetz für 293° abs. Das Maximum liegt nach genauerer Berechnung bei 8,17 μ. Die hier nicht diskutierte Gesamtempfindlichkeit eines Strahlungsmessers ist selbstverständlich noch von anderen Faktoren abhängig, die einer Thermosäule beispielsweise von der Thermokraft der benutzten Elemente und von der Galvanometerempfindlichkeit.

Praktisch gibt es drei Wege, um den Energieverlust durch Wärmestrahlung herabzusetzen:

1. Der Vakuum-Strahlungsmesser wird mittels flüssiger Luft, wegen der notwendigen Temperaturkonstanz besser mit flüssigem Sauerstoff gekühlt[7], [23]. Cartwright betont in einer Arbeit[7], daß durch die Herabsetzung der Umgebungstemperatur noch besondere Vorteile hinzutreten. In manchen Fällen wächst nämlich die thermoelektrische Kraft mit abnehmenden Temperaturen. Ferner wird die Konstante des Wiedemann-Franzschen Gesetzes kleiner; der Wärmewiderstand wird im Verhältnis zum elektrischen Widerstand also für kleinere Temperaturen größer.

2. Die Empfangsfolie wird mit einer die Wärmestrahlung gut reflektierenden, beispielsweise versilberten Kugel umgeben[2], [24], [25], [33].

3. Das mittlere Absorptionsvermögen α_2 für die Rückstrahlung wird möglichst klein gewählt. Nach dem Drudeschen Gesetz ist dieses Absorptionsvermögen in erster Näherung proportional $\sqrt{\varrho}$, wobei ϱ den spezifischen elektrischen Widerstand bedeutet. Blanke, gut leitende Metalle müssen sich also besonders eignen. Dieser Weg wurde in der vorliegenden Arbeit mit Erfolg beschritten*).

Daß blanke Metalle im Sichtbaren eine erhöhte Empfindlichkeit zeigen, hoben Lebedew schon in einer Arbeit 1902[19]) und später Pettit und Nicholson[26]) hervor. Die technische Anwendung ist in einer britischen Patentschrift[34]) 1934 veröffentlicht worden. In den allgemeinen Diskussionen[4], [5], [8], [9], [15], [16], [21], [22], [32]) über die Empfindlichkeit von Vakuumbolometern und -thermosäulen wurde jedoch die Verschiedenheit des Absorptionsvermögens im Empfangs- und Ausstrahlungsgebiet bislang nicht näher erörtert.

Versuchsanordnung

Um nun die Frage experimentell zu untersuchen, welche Empfindlichkeitssteigerung überhaupt durch Benutzung von Stoffen mit geringer Emission in dem angegebenen Bereich möglich ist, und

*) Eine Herabsetzung der Umgebungstemperatur (vgl. Punkt 1) würde das Emissionsvermögen blanker Empfangsflächen noch stärker herabsetzen, da die Leitfähigkeit der Metalle für tiefere Temperaturen größer wird.

wie weit dabei eine konstante Empfindlichkeit in dem zu messenden Wellenlängenbereich (0,290—1 μ) gewahrt bleiben kann, ist die thermoelektrische Methode benutzt worden.

Die am Schluß diskutierten Ergebnisse sind in zwei verschiedenen Apparaturen gemessen worden. Der erste Teil der Messung (für 0,366 bis etwa 1 μ) wurde durch Vergleich mit einer Mollschen Großflächenthermosäule ausgeführt. Im zweiten Teil wurden verschiedene Oberflächen innerhalb der gleichen Vakuumapparatur für den Wellenlängenbereich 0,290—1 μ auf einfachere und genauere Weise miteinander verglichen.

Das notwendige Vakuum von weniger als 10^{-4} mm Hg wurde in beiden Fällen durch Benutzung einer Ölkapselpumpe und einer 3stufigen Diffusionspumpe erreicht. Die Glasrohre der Vakuumapparatur hatten einen inneren Durchmesser von mindestens 2 cm. Zum Ausfrieren des Quecksilberdampfes wurde flüssige Luft benutzt.

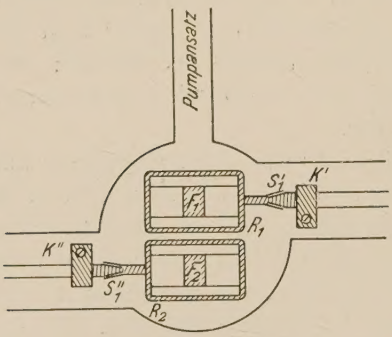

Abb. 3. Querschnitt der Vakuumapparatur.
F_1, F_2 Empfängerfolien
K', K'' Kupferklötzchen
R_1, R_2 Glasrahmen
S_1', S_2'' Schliffe

Als Strahlungsempfänger dienten in allen Fällen — mit einer Ausnahme — durchschnittlich 2,5 μ starke Platinfolien von der Firma Heraeus (Abb. 3), die durch Falzen der Ränder auf 0,075 mm dicken Konstantandrähten befestigt waren und deren Empfangsfläche (F_1 und F_2) durchschnittlich 10 × 15 mm² groß waren.

Die Konstantandrähte waren an dünnen, rechteckigen, auswechselbaren Glasrahmen (5 × 3 cm) befestigt (R_1 und R_2), die mit kleinen Schliffen (S_1' und S_1'') auf Glasrohre aufgesetzt werden konnten, durch welche die Zuleitungsdrähte für die Thermoelemente geführt, und die ihrerseits von den hier nicht eingezeichneten Schliffeinsätzen (S_2) getragen wurden. Der Abstand des Schliffes S_2 von der Platinfolie betrug 25 cm, um die Ausheizung des Zylinders mit einem elektrischen Ofen zu ermöglichen. Auf den Glasrohren waren je 2 Cu-Klötzchen (K' und K'') mit großer Wärmekapazität angebracht, gegen deren Temperatur die Übertemperatur der Folien gemessen wurde. Die Thermoelementdrähtchen aus Kupfer und Konstantan waren 15 μ stark und wurden einzeln mittels Kondensatorentladung an die Rückseite der Platinfolien angeschweißt [6], [28], [31]. Ihre Mindestlänge, d. h. die Entfernung von der Folienmitte bis zu dem Kupferklötzchen, war für Konstantan 5 cm, für Kupfer 12 cm.

Die Platinfolien befanden sich in der Mitte der evakuierbaren Zylinderzelle aus Glas, die bei der endgültigen Apparatur einen

inneren Durchmesser von 10,0 cm und eine Gesamtlänge von 40,0 cm hatte (in Abb. 3 im Querschnitt gezeichnet). Der Zylinder war auf der einen Seite mit einer 2 mm dicken planparallelen Platte aus Quarz (anfänglich aus Glas) versehen und auf der anderen Seite halbkugelförmig abgeschmolzen. Die Länge des Zylinders wurde deshalb so groß gewählt, damit die von der erwärmten Platinfolie emittierte Ultrarotstrahlung nur zu einem vernachlässigbaren Bruchteil wieder auf die Folie zurückreflektiert wurde.

In der endgültigen Apparatur wurden die mit verschiedenen Oberflächen versehenen Platinfolien mit einer blanken, als normal dienenden Platinfolie verglichen, deren eigene Strahlungsempfindlichkeit vorher mit Hilfe einer geeichten Thermosäule bestimmt worden war.

Die Belichtung der Folien erfolgte mit einer Quecksilberlampe, zwischen der und den Thermoelementen nur begrenzende Blenden und Lichtfilter angebracht waren; eine Linse wurde beim endgültigen Aufbau nicht benutzt. Die Belichtung der zu untersuchenden Folie konnte also gleichzeitig erfolgen, so daß die zeitliche Inkonstanz der Lichtquelle und geringe Druckschwankungen das zu einer bestimmten Belichtung gehörende Temperaturverhältnis nicht beeinflußten.

Über einen Quecksilberschalter konnten beide Thermoelemente abwechselnd mit einem Zernikegalvanometer verbunden werden.

Kritik der Strahlungsempfänger

Um die einwandfreie Untersuchung der ultraroten Strahlungsverluste mit dieser Apparatur zu gewährleisten, müssen erstens ihnen gegenüber die Wärmeleitungen durch die Thermoelementdrähte und durch die Aufhängedrähte, die entwickelte Joulesche Wärme und die Peltierwärme klein sein. Zur Diskussion sei die das Wärmegleichgewicht des benutzten Strahlungsempfängers beschreibende Gleichung [die Gl. (3) entspricht] wiedergegeben:

$$(4)\quad \begin{cases} \alpha_1 \cdot FE = 8\,\alpha_2 F \sigma\, T^3 t + \pi r_1^2 \lambda_1 \left| \frac{dt}{dx_1} \right| + \pi r_1^2 \lambda_2 \left| \frac{dt}{dx_2} \right| \\ \qquad + \frac{4\pi r_2^2 \lambda_1}{l_3}\, t + \frac{e^2}{R} T t + \frac{e_2}{R} t^2 . \end{cases}$$

Hierin bedeuten die Glieder auf der rechten Seite in der angegebenen Reihenfolge:

Wärmestrahlungsverlust,
Wärmeableitung durch den Konstantandraht des Thermoelementes,
Wärmeableitung durch den Kupferdraht des Thermoelementes,
Wärmeableitung durch die Aufhängedrähte aus Konstantan,
Peltierwärme (e = Thermospannung pro Grad, R = elektrischer Widerstand des Kreises),
Joulesche Wärme.

Der vierte Summand, die Wärmeableitung durch die Haltedrähte, besitzt eine einfachere Form als die beiden vorhergehenden für die Wärmeableitungen durch die Thermoelementdrähte, weil die Strahlung der Haltedrähte wegen ihrer Kürze nicht berücksichtigt worden ist.

Zur Berechnung der in dieser Gleichung benutzten Temperaturgradienten längst der Drähte dt/dx_1 und dt/dx_2 ist die Differentialgleichung der Temperaturverteilung $t(x)$ entlang eines gleichzeitig die Wärme leitenden und strahlenden Drahtes, dessen Enden die Temperaturen t^0 und 0^0 haben, aufgestellt worden.

Setzt man in diese Gl. (4) Zahlenwerte ein, so ergibt sich, daß mit Ausnahme des vierten Gliedes, der Wärmeableitung durch die Haltedrähte, sämtliche Energieverluste dem Strahlungsverlust gegenüber zu vernachlässigen sind. Voraussetzung bei dieser Abschätzung ist aber, daß die gesamte Folie die gleiche Übertemperatur t annimmt.

Durch eine weitere Rechnung konnte gezeigt werden, daß sich bei einer vorderseitig geschwärzten Platinfolie eine Verteilung der Übertemperatur einstellt, deren Maximum t_1 in der Folienmitte um nur $2\,\%$ geringer als die Übertemperatur t ist, die eine freischwebend gedachte, nur ausstrahlende (einseitig geschwärzte) Folie annehmen würde. Das meßbare Maximum ist also innerhalb der Meßgenauigkeit gleich der idealen Temperaturerhöhung der Folie.

Zweitens wurde durch eine Rechnung gezeigt, daß die Störung der gleichmäßigen Temperaturverteilung auf der Platinfolie durch die angeschweißten Thermoelementdrähte höchstens $0{,}2\,\%$ beträgt.

Drittens konnte das Temperaturgefälle zwischen Vorder- und Rückseite der Platinfolie gleich null gesetzt werden, da eine Drehung der Folie um 180^0 keinen meßbaren Einfluß auf die Größe des Thermostromes hatte.

Die experimentelle Bestätigung der Konstruktionsrichtigkeit erfolgte durch Bestimmung der absoluten Empfindlichkeit eines vorderseitig geschwärzten Elementes (Ruß I). Aus der Eichung der Thermosäule mit der Hefnerkerze ergab sich nämlich die absolute Voltempfindlichkeit des Vakuumthermoelementes (Ruß I) zu $H_a = 0{,}264 \pm 0{,}018$ Volt je cal cm^{-2} sec^{-1}. Der theoretische Wert $H_a' = 0{,}277$ Volt je cal cm^{-2} sec^{-1}, der innerhalb der Fehlergrenze mit dem experimentell ermittelten zusammenfällt, bestätigt daher die Richtigkeit der Konstruktion des Vakuumthermoelementes. Der theoretische Wert ergibt sich aus der Formel für die Temperaturerhöhung einer im Vakuum freischwebend gedachten (vorderseitig geschwärzten) Folie $t = \frac{\alpha_1 E}{\alpha_2 8 \sigma T^3}$ [vgl. Gl. (4)], in der $\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = 2$ und für die Thermospannung des Kupferkonstantanelementes der Wert $4{,}1 \cdot 10^{-5}$ Volt je Grad gesetzt wurde.

Die Lichtfilter

Um die wegen der Erhöhung der Strahlungsverluste ziemlich großen Versuchsfolien mit annähernd monochromatischem Licht von großer und gleichmäßiger Intensität zu belichten, war die Verwendung von Filtern notwendig, die in der folgenden Tabelle zusammengestellt sind [10], [11], [17], [20].

Tabelle 1

Ultraviolett . .	270—320 mμ*)	5 mm Red Purple Corexglas; 1 cm Pikrinsäure (6,32 mg/1000 cm³); 1 cm Kobalt- und Nickelsulfat (gesättigte Lösung bei 5—10° C).
	313 mμ*)	5 mm Red Purple Corexglas; 1 cm Kaliumchromat (30 mg/1000 cm³); 1 cm Kobalt- und Nickelsulfat.
	334 mμ*)	5 mm Red Purple Corexglas; 1 cm $^2/_5$ normale Salpetersäure; 1 cm Kobalt- und Nickelsulfat.
	366 mμ	4 mm UG 2-Glas; 1 cm 0,001 %iges Methylviolett; 3 cm 3 % $CuSO_4 \cdot 5H_2O$.
Blau	436 mμ	2 mm Kobaltglas; 1 cm 0,001 % Methylviolett; 3 cm 3 % $CuSO_4 \cdot 5H_2O$; 2 cm 0,033 % Aesculin.
Grün	492 mμ	Wrattenfilter Nr. 75; 3 cm 3 % $CuSO_4 \cdot 5H_2O$.
Grün	546 mμ	Wrattenfilter Nr. 74; 3 cm 3 % $CuSO_4 \cdot 5H_2O$.
Gelb	578 mμ	Wrattenfilter Nr. 73; 3 cm 3 % $CuSO_4 \cdot 5H_2O$.
Rot	>640 mμ	Wrattenfilter Nr. 70; 3 cm 0,2 % $CuSO_4 \cdot 5H_2O$; 3 cm 0,02 % Tartrazin.
	>680 mμ	Vorstehendes Filter und zusätzlich Wrattenfilter Nr. 73.

Die Prüfung der Filter erfolgte durch Messungen an einem Doppelmonochromator der Firma Zeiss oder mit Hilfe eines Taschenspektroskopes; die Filter für das Ultraviolette und Sichtbare wurden auch auf vollständige Absorption im Ultraroten, die für das Sichtbare und Ultrarote auf vollständige Absorption im Ultravioletten geprüft.

Das mit 270—320 mμ bezeichnete Filter hat das Durchlässigkeitsmaximum bei 290 mμ; die mit diesem Filter gemessenen Werte sind in den Versuchsergebnissen daher dieser Wellenlänge zugeordnet worden. Die anderen Filter bis 578 mμ können als praktisch monochromatisch angesehen werden.

Da man im roten Spektralbereich keine einfachen monochromatischen Filter kennt — es kämen höchstens Christiansenfilter in Frage — wurde die Empfindlichkeit der Thermoelemente im Gebiete von 640—680 mμ durch Differenzbildung aus den Messungen für die Bereiche oberhalb 640 und 680 mμ gefunden. Wegen der Benutzung von insgesamt 6 cm Wasser im Strahlengange erstrecken sich in beiden Fällen diese Bereiche bis ungefähr 1 μ [11].

*) Für die freundliche Überlassung der Filter sei der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung hierdurch gedankt.

Die so gewonnenen Ergebnisse sind in den Zusammenstellungen am Ende dieser Arbeit den Wellenlängen 660 mμ (für 640—680 mμ), 780 mμ (für >640 mμ) und 800 mμ (für >680 mμ) zugeordnet worden.

Prüfung des Vakuums mit Hilfe der Halbwertszeit

Die zuverlässigste Druckprüfung bestand in der Messung der Halbwertszeit des Thermostromes, nämlich der Zeit, die das Vergleichsthermoelement mit der blanken Platinfolie brauchte, um bei gegebener Belichtung nach Öffnung des Strahlenganges $50\,^0/_0$ der Endtemperatur anzunehmen. Der Mittelwert dieser Halbwertszeit betrug für das Vergleichselement, das während der Hauptversuchsreihe nicht verändert wurde: $13{,}06 \pm 0{,}04$ Sek. für 69 Messungen. Wurde die flüssige Luft entfernt, herrschte also der Dampfdruck des Quecksilbers bei Zimmertemperatur, etwa 10^{-3} mm Quecksilber, in der Apparatur, so ging die Halbwertszeit auf 11,6 Sek. zurück.

Bestimmung der Ultrarotabsorption aus der Halbwertszeit

Die Halbwertszeit für eine bestimmte Temperatur ist allgemein um so kleiner, je größer die Energieverluste durch Ausstrahlung und Wärmeleitung und je kleiner die Wärmekapazität ist.

Unter der Voraussetzung, daß die Wärmeleitung gleich Null ist, ergibt sich für die Übertemperatur die Differentialgleichung [vgl. Gl. (4)].

$$\alpha_1 F E = 8\,\alpha_2 F \sigma T^3 t(y) + W \frac{d\,t(y)}{d\,y}\,. \tag{5}$$

Hierin ist α_1 das Absorptionsvermögen für die einfallende Strahlung, α_2 das für die ultrarote Rückstrahlung, $2F$ die Gesamtoberfläche der Folie, E die eingestrahlte Energie (cal je cm²/sec), W die Wärmekapazität der Empfängerfolie, y die Zeit, $t(y)$ die zeitabhängige Übertemperatur der Folie. Die Lösung ist unter der Bedingung: $t = 0$ für $y = 0$

$$t = \frac{\alpha_1}{\alpha_2}\,\frac{E}{8\,\sigma T^3}\left[1 - e^{-\frac{8\,\alpha_2 F \sigma T^3}{W} y}\right]. \tag{6}$$

Für die Halbwertszeit y ergibt sich die Gleichung:

$$e^{-\frac{8\,\alpha_2 F \sigma T^3}{W} y_h} = 0{,}50\,,$$

$$\alpha_2 = 0{,}693\,\frac{W}{8\,F\sigma T^3 y_h}\,. \tag{7}$$

Sorgt man dafür, daß die Wärmekapazität W und damit die Halbwertszeit y_h groß genug ist, so gestattet diese Gleichung eine sehr genaue Bestimmung des durchschnittlichen Emissionsvermögens eines Stoffes für die Wärmeverluststrahlung bei der Zimmertemperatur T.

Es ist in der vorliegenden Arbeit darauf verzichtet worden, diese Möglichkeit voll auszuwerten, da eine große Halbwertszeit (y_h), die auch groß gegen die Eigenschwingungszeit des Galvanometers sein muß, nicht im Interesse des eigentlichen Versuchszieles lag. Die Berechnung von α_2 ist daher nur für einige Metalloberflächen vorgenommen worden. In der nachfolgenden Tabelle sind für andere Oberflächen nur die Halbwertszeiten (y_h) angegeben worden, um ihre Emission im Ultraroten wenigstens qualitativ zu kennzeichnen.

Tabelle 2

Oberfläche	Halbwertszeit (y_h) in Sek.	α_2 in %
Platin ($d = 2{,}55\ \mu$)	14,4	3,5 ± 0,3
Gold ($d = 0{,}067\ \mu$ auf 2,38 μ Pt)	25,8	1,9 ± 0,2
Silber ($d = 0{,}18\ \mu$ auf 2,71 μ Pt)	23,2	2,6 ± 0,2
Silber ($d = 0{,}11\ \mu$ auf 2,74 μ Pt)	22,2	2,6 ± 0,2
Goldamalgam (aus 0,067 μ Gold)	7,3	7,2
Silberamalgam (aus 0,11 μ Silber)	7,5	7,0
Wismutweiß	6,5	
Platinmohr	3,0	
Ruß I	3,3	
Ruß II	4,0	
Ruß III	6,4	
Wismutschwarz	4,6	
Uranoxyd, schwarz (U_3O_8)	5,8	
Zaponlack 7 μ	7,2	
Zaponlack 1 μ	13,5	
Zaponlack 0,1 μ	13,2	
Die gleiche Platinfolie ohne Zaponlack	14,0	

Auf die einzelnen Werte der Einstellzeiten soll bei der nun folgenden Zusammenstellung der Meßergebnisse noch näher eingegangen werden.

Die Versuchsergebnisse

Die in den Abb. 4—11 dargestellten Messungen geben das Verhältnis der Spannungen der untersuchten Vakuumthermoelemente und einer mit Kampferruß einseitig geschwärzten Platinfolie (Ruß I) an, wenn auf beide die gleiche Energie je Quadratzentimeter und Sekunde eingestrahlt wird. Dieser Vergleich wurde zur besseren Veranschaulichung der Ergebnisse gewählt. In sämtliche Darstellungen ist die Strahlungsempfindlichkeit der rußgeschwärzten Folie (Ruß I) mit eingetragen worden, deren Absorptionsvermögen α_1 auf Grund der beschriebenen Vorversuche und der für das sichtbare und nahe ultrarote Gebiet vorliegenden Messungen[12]), [13]), [18]) als wellenlängenunabhängig angenommen wurde.

Praktisch wurden der eine Teil der Messungen mit einer mit einem Glasfenster versehenen Apparatur, die daher im Ultravioletten nur bis 366 mμ reichen, durch Vergleich mit einer Mollschen Großflächenthermosäule und der andere Teil durch Vergleich mit einer blanken Platinfolie ausgeführt. Die ersten Messungen wurden nur auf etwa 5% genau, dagegen die mit der zweiten Apparatur auf etwa 2% genau ausgeführt.

Um die erreichten Empfindlichkeitssteigerungen zu verdeutlichen, sei noch das Verhältnis der Strahlungsempfindlichkeit des einzelnen vorderseitig mit Ruß geschwärzten Vakuumthermoelementes zu der der Mollschen Großflächenthermosäule angegeben: $H_r = 0{,}680 \pm 0{,}017$.

Die Strahlungsempfindlichkeit verschiedener Schwärzungen

Zu der Frage, ob verschiedene, dem Auge schwarz erscheinende Oberflächen wesentlich verschiedene Empfindlichkeiten zeigen, wurden vor allem zwei Schwärzungen, schwarzes Uranoxyd und Aquadag,

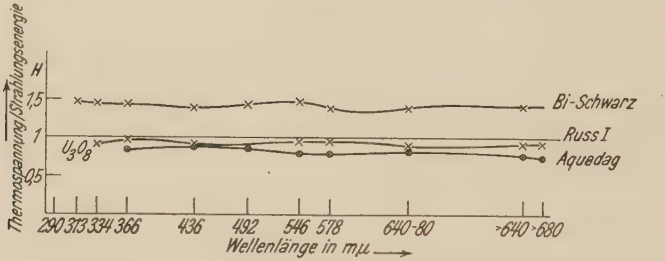

Abb. 4

untersucht, die eine gute Leitfähigkeit aufweisen und daher einen geringen Strahlungsverlust im Ultraroten zeigen sollten*).

Das schwarze Uranoxyd (U_3O_8) wurde durch Verdunstung einer Aufschlämmung in Aceton einseitig auf die Platinfolie aufgetragen, da eine Verdampfung im Vakuum nicht gelang.

Das Aquadag[21]) wurde auf beide Seiten der Trägerfolie aufgestrichen und sah grauschwarz und leicht metallisch glänzend aus. Die Empfindlichkeitskurve verläuft fast horizontal (Abb. 4) liegt aber unterhalb der für Ruß I und Uranoxyd.

Wegen der unbekannten Wärmekapazität [W, vgl. Gl. (7)] kann man auch aus der Halbwertszeit y_h (5,8 Sek., Tab. 2) für das Uranoxyd, die größer als die Halbwertszeiten für die übrigen Schwärzungen

*) Das Aquadag ist eine kolloidale Graphitlösung in Wasser und wurde von der Firma E. G. Acheson, London, bezogen.

(Platinmohr, Ruß I und II, Wismutschwarz) ist, keine Schlüsse auf das Emissionsvermögen im Ultraroten ziehen.

Eine sehr dünne, einseitige Platinmohrschicht*) (Abb. 6) zeigt für den Bereich von 313 mμ — 1 μ eine gleichmäßige Empfindlichkeit, die nur unwesentlich geringer als die der Ruß I-Schicht ist. Die Halbwertszeiten (vgl. Tab. 2) für Platinmohr (3,0 Sek.) und Ruß I (3,3 Sek.) lassen auch auf ungefähr gleiche Absorption im Ultraroten schließen.

Auch das Wismutschwarz (Abb. 4 und 6) zeigt eine horizontale Empfindlichkeitskurve. Die im Verhältnis zu den bislang gemessenen Werten höchste Empfindlichkeit ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß das Wismutschwarz in sehr geringer Schichtdicke (einseitig) gleichmäßig aufgedampft werden konnte.

Das Verfahren zur Herstellung von Wismutschwarz wurde zuerst von Pfund[3]), [27]) angegeben. Aus vielen Versuchen ergab sich, daß das Wismut bei möglichst geringer Temperatur verdampft werden muß, da sich sonst Oxyde bilden, und daß man dem in die Wolframheizspirale eingelegten Wismut am besten eine große Oberfläche gibt**).

Selektive Empfindlichkeitssteigerung

Benutzt man blanke Metalloberflächen, so muß die Empfindlichkeitssteigerung im wesentlichen durch die Leitfähigkeit ($1/\varrho$) bedingt sein, die mit dem Absorptionsvermögen (α_2) im Ultraroten durch das Drudesche Gesetz verknüpft ist $\left(\text{in 1. Näherung: } \alpha_2 = 0{,}365 \sqrt{\frac{\varrho}{\lambda}}\right)$.

Die mittels Kathodenzerstäubung in Wasserstoff beidseitig aufgetragenen Silberoberflächen (Dicke einer Schicht: 79 mμ bzw. 106 mμ) zeigten gleichmäßig zum Ultravioletten hin ansteigende Empfindlichkeitskurven (Abb. 5). Das Maximum lag für beide Kurven mit 11facher Empfindlichkeit gegenüber Ruß I bei etwa 313 mμ. Außerdem wurde noch für eine dritte, 183 mμ dicke Silberschicht festgestellt, daß das Maximum nur 2,6 % größer als das für die 106 mμ

*) Die Platinmohrschicht wurde freundlicherweise vom Laboratorium Müller, Berlin-Zehlendorf, hergestellt.

**) Es werden im folgenden noch die einzelnen Bedingungen mitgeteilt, unter denen stets gute Schwärzungen ohne Schwierigkeiten erhalten wurden. Der Abstand der Wolframspirale von der zu schwärzenden Platinfolie betrug etwa 3,5 cm, der Durchmesser der Heizspirale: 2,5 mm, die Dicke des Heizdrahtes: 0,2 mm, die Länge der Heizspirale: 22 m, die Gesamtwindungszahl: 32, die Heizstromstärke 4—5 Amp. und der in der Verdampfungsapparatur herrschende Gasdruck etwa 3 mm Hg. Besonders vorteilhaft war, zwei kleinere Wismutmengen hintereinander zu verdampfen. Die Gesamtdauer des Verdampfungsvorganges betrug ungefähr 6 Min.

dicke Silberschicht war. Beide Silberschichten zeigten fast im ganzen sichtbaren Gebiet eine größere, über 680 mμ eine geringere Empfindlichkeit als Ruß I.

Eine auf galvanischem Wege 140 mμ dicke (beidseitig) verkupferte Platinfolie (Cu_g, Abb. 5) zeigte zwar eine noch höhere Empfindlichkeit, war aber nicht haltbar. Eine 0,9 μ dicke Folie aus reinem Kupfer mit der gleichen Oberflächengröße wie die Platinfolien ergab eine geringere, aber vollkommen ähnliche Empfindlichkeit (Abb. 5).

Der maßgebliche Einfluß des elektrischen Leitvermögens macht sich in der trotz hoher Absorption im Sichtbaren geringen Empfind-

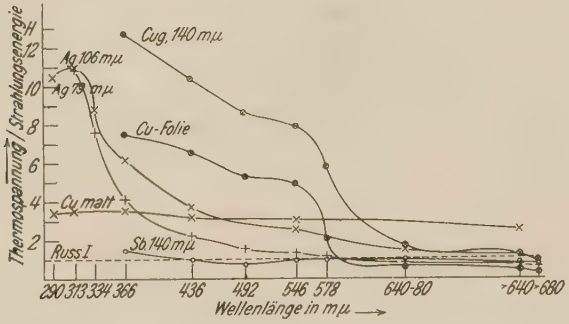

Abb. 5

lichkeit einer Antimonschicht bemerkbar (Abb. 5), die 140 mμ stark beidseitig kathodisch aufgestäubt worden ist.

Auch mit Gold als Oberflächenschicht läßt sich eine im Ultravioletten fast 10fache Empfindlichkeit wie für Ruß I erreichen (Abb. 7); eine im Höchstfalle $3^1/_2$fache Empfindlichkeit zeigte die blanke Platinfolie (Abb. 7).

Eine matt aussehende Kupferschicht von der Dicke 0,65 μ, die beidseitig im Vakuum aufgedampft worden war, zeigte eine wahrscheinlich auf eine geringe Oxydation der Oberfläche zurückzuführende hohe Empfindlichkeit (Abb. 5). Die noch kupfrig aussehende Oberfläche besitzt vermutlich im Sichtbaren und nahen Ultrarot dem blanken Kupfer gegenüber ein erhöhtes Absorptionsvermögen, aber noch metallische Eigenschaften hinsichtlich eines geringen Emissionsverlustes.

Gleichmäßige Steigerung der spektralen Empfindlichkeit

Auf Grund des letzten Ergebnisses wurde nun die Frage untersucht, ob noch andere, „graue“ Metallschichten eine ähnliche Emp-

findlichkeitssteigerung aufweisen. Zur Beantwortung dieser Frage wurden Wismutweiß-, Zink- und Amalgamoberflächen benutzt.

Das Wismutweiß zeigte trotz seiner gleichmäßig weißen, von der Seite etwas rötlich glänzenden Oberfläche eine hohe (gegenüber Ruß I $2^1/_2$fache) und trotzdem nahezu gleichmäßige Empfindlichkeit (Abb. 6). Es wurde durch Verdampfung in der gleichen Apparatur, in der das Wismutschwarz hergestellt worden war, bei einem Druck von etwa 10^{-3} mm Hg ohne Benutzung flüssiger Luft und einer Verdampfungsdauer von etwa 2 Min. einseitig aufgetragen.

Amalgamschichten, die durch die Einwirkung des Quecksilberdampfes auf Silber- und Goldoberflächen erzeugt wurden, zeigten eine 1,5—3fache Empfindlichkeit gegenüber Ruß I (Abb. 8).

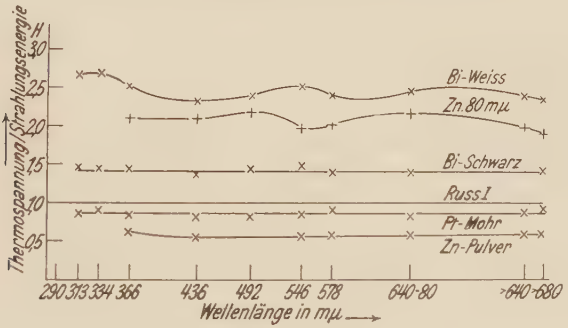

Abb. 6

Die 80 mμ dicke, beidseitige Zinkoberfläche war ebenfalls aufgedampft. Auch ihre Strahlungsempfindlichkeit ist nahezu unabhängig von der Wellenlänge und ungefähr doppelt so groß wie die von Ruß I (Abb. 6).

Eine zweite, ebenfalls beidseitige Zinkoberfläche, die durch Aufstreichen einer Aufschlämmung von Zinkpulver in Aceton erhalten wurde, ergab zwar auch eine horizontale, aber unter der Rußkurve liegende Empfindlichkeitskurve. In der Pulverform und in der großen Schichtdicke, die bei der Art der Oberflächenherstellung unvermeidlich ist, verliert Zink also seinen metallischen Charakter, auf Grund dessen eine hohe Wärmeleitfähigkeit, eine geringe Ultrarotemission und daher eine höhere Strahlungsempfindlichkeit zu erwarten gewesen wäre.

Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Dicke der Oberflächenschicht

Bei der Untersuchung der Abhängigkeit von der Schichtdicke muß man zwischen solchen Oberflächenschichten unterscheiden, die

eine höhere elektrische Leitfähigkeit als die Platinunterlage haben, und solchen, deren Leitfähigkeit geringer ist.

Goldoberflächen

Im ersten Falle nimmt die Emission im Ultraroten wegen der größeren Leitfähigkeit der Deckschicht mit zunehmender Dicke ab. Ist außerdem das Absorptionsvermögen für die einfallende Strahlung größer als das der Unterlage (Platin), so wächst die Lichtabsorption mit der Schichtdicke. Die Strahlungsempfindlichkeit muß in diesem Falle also zunehmen.

Messungen für kathodisch aufgestäubte Goldoberflächen und für eine blanke Platinfolie sind in Abb. 7 eingezeichnet. Im Wellenlängenbereich 288—500 mμ nimmt die Empfindlichkeit mit der

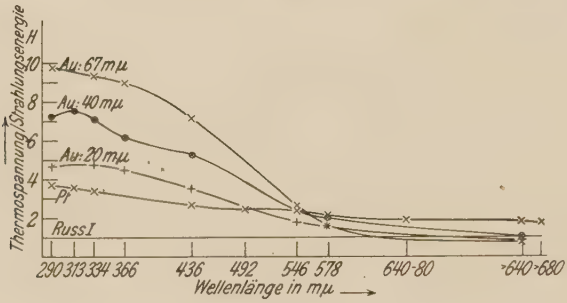

Abb. 7

Schichtdicke erwartungsgemäß zu. Die Maximalempfindlichkeit für Platin betrug etwa $H = 3{,}7$, für die dickste Goldschicht $H = 9{,}8$ (bei 290 mμ). Aus einem weiteren Versuch mit einer 133 mμ dicken Goldschicht ergab sich, daß durch weitere Steigerung der Dicke die Empfindlichkeit um höchstens 4 % gegenüber derjenigen für die 67 mμ dicke Schicht vergrößert werden konnte.

Amalgamoberflächen

Es soll nun der zweite Fall besprochen werden, daß die Deckschichten schlechter als die Platinunterlage leiten, und daß sie also im Ultraroten besser emittieren. Dadurch wird die Empfindlichkeit mit wachsender Oberflächendicke herabgesetzt. Hat andererseits die Deckschicht ein größeres Absorptionsvermögen für das einfallende Licht als Platin, so wird mit wachsender Dicke mehr Strahlungsenergie absorbiert und dadurch eine Empfindlichkeitssteigerung bewirkt. Daher ist anzunehmen, daß eine maximale Empfindlichkeit bei einer bestimmten Oberflächendicke auftritt.

Goldamalgam erfüllt die Voraussetzungen, daß es „grau“ aussieht und im Ultraroten besser als Platin emittiert, denn aus der Halbwertszeit für die dickste Goldamalgamschicht (7,3 Sek., Tab. 2) ergibt sich ein ungefähr doppeltes mittleres Absorptionsvermögen (α_2) im Ultraroten wie für Platin.

Die in den anderen Versuchen benutzten Goldoberflächen konnten durch längere, 12—24 Std. dauernde Einwirkung von Quecksilberdampf nach Entfernen der flüssigen Luft amalgamiert werden. Sie zeigten danach ein gleichmäßiges, grauweißes Aussehen.

Ihre Empfindlichkeit (Abb. 8) ist gegenüber den reinen Goldschichten (Abb. 5 und 7) im Ultravioletten auf $^1/_4$—$^1/_2$ zurückgegangen, im Gelben und Roten aber größer geworden. Am höchsten

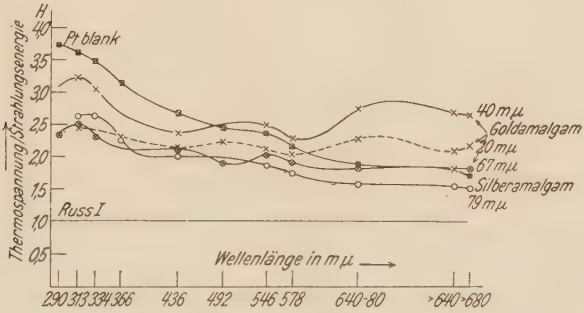

Abb. 8

ist die Empfindlichkeit der Goldamalgamschicht, die aus einer Goldschicht von 40 mμ Dicke entstanden ist.

Eine Silberamalgamschicht, die aus einer 79 mμ dicken Silberschicht entstanden war, zeigte eine ähnliche Empfindlichkeit.

Rußoberflächen

Den gleichen Effekt wie mit Goldamalgam kann man auch mit Hilfe einer Rußschwärzung von echtem Kampfer erreichen. Wegen der im Vergleich zu den Amalgamoberflächen viel größeren Ultrarotemission (vgl. die Halbwertszeiten in Tab. 2) ist die optimale Schichtdicke in diesem Falle außerordentlich klein. Es konnte auch nur gezeigt werden, daß eine sehr dünne, kaum sichtbare einseitige Schicht von Kampferruß (Ruß III, Abb. 9) im Gelben und Roten eine etwas höhere Empfindlichkeit hatte als die Platinunterlage.

Während durch die Rußschicht II die Platinfolie noch gelblichrot durchzuglänzen schien, war die Rußschicht I zwar auch noch möglichst dünn, aber trotzdem gut mattschwarz wie die im Vorversuch benutzte Kampferschwärzung und zeigte auch bei schrägem

Lichteinfall keinerlei Farben. Die Halbwertszeit des Thermostromes war für diese Schicht der größten Ultrarotemission entsprechend am kleinsten [3,0 Sek. gegenüber 4,0 Sek. bzw. 6,4 Sek. für Ruß II bzw. III [1], [29], [30]].

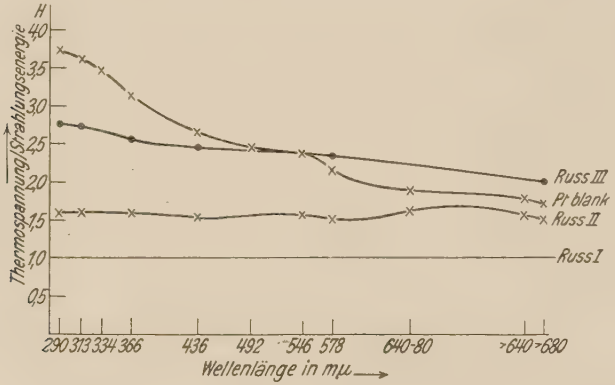

Abb. 9

Zaponlackoberflächen

Als drittes Beispiel für schlechter als die Unterlage leitende Deckflächen wurden drei verschieden dicke Zaponlackschichten untersucht. Besonders sollte festgestellt werden, ob man durch die zunehmende Absorption des Zaponlackes, der oft als Bindemittel für Schwärzungen benutzt wird, für kürzer werdende Wellenlängen*) eine Empfindlichkeitssteigerung im Ultravioletten erzielen kann.

Zweitens sollte untersucht werden, wie stark sich die Ultrarotemission in einer Herabsetzung der Empfindlichkeit bemerkbar macht.

Der mit Azeton stark verdünnte Zaponlack wurde tropfenweise auf die Platinfolie einseitig aufgetragen und mehrere Stunden in einem elektrischen Ofen auf etwa 100° C erhitzt.

Die dünnste ($^1/_{10}$ μ) Zaponlackschicht zeigte erwartungsgemäß für 290 und 334 mμ eine geringe (7—8 %ige), jedenfalls außerhalb der Meßgenauigkeitsgrenze ($\pm$ 2 %) liegende Empfindlichkeitssteigerung gegenüber blankem Platin (Abb. 10), das allerdings selbst schon ein ziemlich hohes Absorptionsvermögen im Ultravioletten aufwies.

Während die Kurve für die 1 μ dicke Schicht noch innerhalb der Meßgenauigkeit mit der Kurve für Platin zusammenfiel, zeigte

*) Hierzu wurden durch Messungen an einem Doppelmonochromator die Durchlässigkeiten für eine 0,05 mm dicke Zaponlackfolie bestimmt. Sie betrugen ungefähr:

für 436 mμ 87 %, für 313 mμ 29 %, für 297 8 %.

die 7 μ dicke Zaponlackschicht eine bedeutende Empfindlichkeitsverringerung auf Grund erhöhter Ultrarotemission, der entsprechend auch die Halbwertszeit für diese Zaponlackschicht bedeutend kleiner (7,2 Sek.) ist als für die anderen Schichtdicken (13,5 und 13,2 Sek.) und die gleiche aber reine Platinfolie (14,0 Sek.).

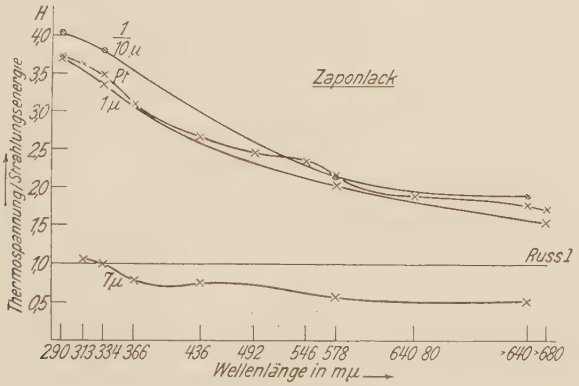

Abb. 10

Die Strahlungsempfindlichkeit im Roten

Die mitgeteilten Messungen zeigen, daß auch im Sichtbaren und Ultraroten eine bedeutende Steigerung der Empfindlichkeit möglich ist. Lichtschalter, die für diese Spektralbereiche bestimmt sind, versieht man daher am besten nicht mit geschwärzten, sondern mit grauen oder blanken Oberflächen (34). Die Wahl des Materials hängt von der spektralen Intensitätsverteilung der benutzten Strahlung und dem Zwecke des Lichtschalters ab. Messungen mit einer speziellen Gesamtstrahlung wurden daher nicht angestellt.

Für Lichtschalter für die Sonnenstrahlung spielt die Empfindlichkeit im Roten eine maßgebliche Rolle, da das Schwergewicht (nicht das Maximum) der Spektralverteilung der Sonnenstrahlung in dieses Gebiet fällt. Es werden daher in der folgenden Tabelle die günstigsten Ergebnisse für den Spektralbereich 640—680 mμ zusammengestellt (Tab. 3).

Tabelle 3

	H
Goldamalgam (40 mμ)	2,8
Kupfer, matt	2,8
Zink (80 mμ)	2,2
Platin	1,9
Wismutweiß (einseitig)	2,5
Ruß III (einseitig)	2,2

Messung des relativen Absorptionsvermögens

Die in dieser Arbeit beschriebenen Vakuumapparate bieten auch einen schnellen und einfachen Weg, um die wirklich absorbierte Strahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge wenigstens relativ zu messen, selbst wenn die auf die Platinfolie aufgetragene

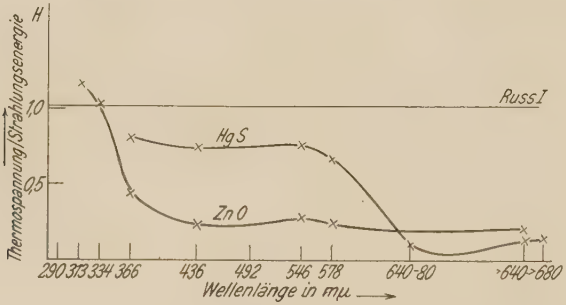

Abb. 11

Oberflächenschicht eine starke Herabsetzung der gesamten Strahlungsempfindlichkeit bewirkt.

Auf diese Weise wurde eine Oberfläche aus Zinkweiß (ZnO) untersucht, das bekanntlich als Anstrichmaterial für Ulbrichtsche Kugeln benutzt wird. Als zweites Beispiel ist das relative Absorptionsvermögen für Zinnober (HgS) gemessen worden (Abb. 11).

IV. Zusammenfassung

1. Das Absorptionsvermögen verschieden geschwärzter Flächen wird aus Reflexionsmessungen für das Sichtbare (410—710 mμ) und Ultraviolett (310—400 mμ) bestimmt. Für beide Spektralbereiche ist kein Unterschied des Absorptionsvermögens festzustellen. Kampferruß erweist sich mit einem Absorptionsvermögen von $0{,}984 \pm 0{,}003$ als die beste der untersuchten Schwärzungen.

2. Die Theorie der Strahlungsempfindlichkeit von Vakuumbolometern und -thermosäulen ergibt, daß durch Verminderung der Strahlungsverluste ihre Empfindlichkeit im Sichtbaren und besonders im Ultravioletten gesteigert werden kann. Experimentelle Untersuchungen über die Strahlungsempfindlichkeit werden unter Nichtberücksichtigung der Gesamtempfindlichkeit an Vakuumthermoelementen für den Wellenlängenbereich 290 mμ—1 μ durchgeführt.

3. Das mittlere Absorptionsvermögen für die Abstrahlung im Ultraroten wird aus der Halbwertzeit des Thermostromes bestimmt.

4. Vakuumthermoelemente mit verschieden geschwärzten Oberflächen zeigen nur geringe Unterschiede in der Strahlungsempfindlichkeit.

5. Eine selektive Empfindlichkeitssteigerung im Ultravioletten kann durch Benutzung blanker Metalloberflächen erreicht werden. Eine versilberte Oberfläche zeigt eine etwa 11fache Empfindlichkeit für die Wellenlänge 313 mμ gegenüber einer mit Ruß geschwärzten Empfängerfläche.

6. Mit dünnen grauen Oberflächen läßt sich eine fast gleichmäßige Steigerung der spektralen Empfindlichkeit erreichen. Wismutweiß zeigt die $2^1/_2$fache Strahlungsempfindlichkeit gegenüber der mit Ruß geschwärzten Vergleichsfläche.

7. Der Einfluß der Dicke der Oberflächenschicht auf die Strahlungsempfindlichkeit wird für gute und schlechte Elektrizitätsleiter untersucht. Für Goldoberflächen ergibt sich im Ultravioletten eine Zunahme mit der Schichtdicke; für Goldamalgam (im ganzen Bereich 290 mμ—1 μ) eine optimale Schichtdicke. Für Rußschichten nimmt die Empfindlichkeit mit geringer werdender Dicke zu. Die dünnste Rußschicht zeigt im Roten eine etwas höhere Empfindlichkeit als die blanke Platinunterlage.

8. Im Ultravioletten kann eine geringe Empfindlichkeitssteigerung mit einer sehr dünnen ($^1/_{10}$ μ) Zaponlackschicht erreicht werden. Eine 7 μ dicke Zaponlackschicht zeigt eine erhebliche Ultrarotemission.

9. Die Empfindlichkeitssteigerung im roten Spektralbereich wird hinsichtlich der Anwendbarkeit für Lichtschalter diskutiert.

10. Die zu diesen Untersuchungen entwickelte Apparatur kann auch dazu benutzt werden, um das relative Absorptionsvermögen von Stoffen auf einfache Weise zu bestimmen.

Die Arbeit wurde im Institut für Strahlungsforschung der Universität Berlin ausgeführt. Für die Anregung zu dieser Arbeit, das freundliche Interesse und die großzügige Bereitstellung der Mittel bin ich dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. W. Friedrich, zu großem Dank verpflichtet. Herrn Prof. Dr. M. Czerny und Dr. habil. Rudolf Schulze möchte ich ebenfalls für Ratschläge und Hilfe danken.

Der Hinweis, daß die Empfindlichkeit von Vakuumbolometern, -Thermosäulen usw. für das sichtbare Gebiet wesentlich gesteigert werden kann durch die Benutzung einer im Ultraroten reflektierenden Oberfläche (Kupfer, Gold, Platin) und die Kenntnis entsprechender technischen Anwendungen gab mir Herr Dr. Dällenbach von der Julius Pintsch K.-G. in Berlin. Ich habe ihm ferner zu danken für das fördernde Interesse, welches er meiner Arbeit entgegengebracht hat.

Literaturverzeichnis

1) R. B. Barnes, Phys. Rev. **39**. S. 562. 1932.
2) F. S. Bracket u. E. D. Mc Alister, Rev. Scient. Instr. **1**. S. 181. 1930.
3) H. C. Burger u. P. H. van Cittert, Ztschr. f. Phys. **66**. S. 210. 1930.
4) C. H. Cartwright, Rev. Scient. Instr. **1**. S. 592. 1930.
5) C. H. Cartwright, Physics **1**. S. 211. 1931.
6) C. H. Cartwright, Ann. d. Phys. [5] **18**. S. 656. 1933.
7) C. H. Cartwright, Rev. Scient. Instr. **4**. S. 382. 1933.
8) C. H. Cartwright, Ztschr. f. Phys. **92**. S. 153. 1934.
9) Joh. Fischer, Ann. d. Phys. [5] **15**. S. 861. 1932.
10) W. Friedrich u. H. Schreiber, Erg. d. med. Strahlenf. **5**. S. 546. 1931.
11) E. Ganz, Ann. d. Phys. [5] **26**. S. 331. 1936.
12) E. Hasché, Ann. d. Phys. [5] **8**. S. 47. 1931.
13) E. Hasché, Ann. d. Phys. [5] **14**. S. 342. 1932.
14) F. Henning u. W. Heuse, Ztschr. f. Phys. **10**. S. 111. 1922.
15) E. S. Johannsen, Ann. d. Phys. **33**. S. 517. 1910.
16) Z. Klemensiewicz u. Z. Wasowicz, Ztschr. f. Phys. **71**. S. 817. 1931.
17) H. Krefft u. F. Rössler, Ztschr. f. techn. Phys. **17**. S. 479. 1936.
18) A. Kussmann u. G. Michel, Ztschr. f. Phys. **18**. S. 263. 1923.
19) P. Lebedew, Ann. d. Phys. **9**. S. 209. 1902.
20) R. Mecke u. H. Ley, Ztschr. f. phys. Chem. **111**. S. 385. 1924.
21) W. J. Moll u. H. C. Burger, Ztschr. f. Phys. **32**. S. 575. 1925.
22) W. J. Moll u. H. C. Burger, Ztschr. f. Phys. **34**. S. 109. 1925.
23) C. Müller, Ztschr. f. Instrkde. **51**. S. 169. 1931 (Tätigk. Ber. d. P.T.R.).
24) C. Müller, Ztschr. f. Phys. **82**. S. 1. 1933.
25) F. Paschen, Wied. Ann. **60**. S. 662. 1897.
26) E. Pettit u. S. B. Nicholson, Astrophys. Journ. **56**. S. 295. 1922.
27) A. H. Pfund, Phys. Rev. **35**. S. 1434. 1930.
28) G. Renatus, Funk. **34** S. 623. 1934.
29) H. Rubens u. R. W. Wood, Berl. Ber. S. 1132. 1910, 2.
30) H. Rubens u. K. Hoffmann, Berl. Ber. S. 424. 1922.
31) W. Schad, Helios. **43**. S. 1281. 1935.
32) E. Warburg, G. Leithäuser, Ed. Johannsen, Ann. d. Phys. **24**. S. 25. 1907.
33) E. Warburg u. C. Müller, Verh. d. D. Phys. Ges. **18**. S. 249. 1916.
34) Britische Patentschrift Nr. 441579. Inhaber Julius Pintsch K.-G. Prioritätsdaten: 18. Mai und 8. November 1934.

Lebenslauf

Am 18. November 1912 wurde ich in Berlin-Charlottenburg geboren. Ich besuchte dort vom April 1919 ab die Leibniz-Oberrealschule und bestand 1931 an der gleichen Schule die Reifeprüfung. Die ersten drei Semester studierte ich an der Universität Bonn Physik, Mathematik und Chemie. Vom September 1932 bis August 1934 war ich als Austauschstudent und Assistent am Physikalischen Institut in Amherst College, Amherst, Mass., USA. tätig. Im Wintersemester 1934/1935 studierte ich an der Universität Berlin und arbeitete seit April 1935 als Doktorand am Institut für Strahlenforschung der Universität Berlin unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. W. Friedrich.

Frank Kerkhof

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig 13/38